

## МНОГОКОМПОНЕНТНАЯ СТРУКТУРА ДВУХИМПУЛЬСНОГО ЭХА В СПИНОВЫХ СИСТЕМАХ

В. С. Кузьмин, А. П. Сайко, Г. Г. Федорук

Обычно сигнал двухимпульсного спинового эха представляет собой одиночный импульс. Однако при изучении ЯМР в магнитоупорядоченных веществах было обнаружено [1, 2], что при возбуждении двумя импульсами равной длительности сигнал эха содержит до пяти компонент, отделенных друг от друга интервалами, близкими к длительности импульсов, а при неодинаковой длительности импульсов их число возрастает [3]. Данный эффект связывается с особенностями внутреннего строения ферромагнетиков, приводящими к неоднородному распределению частот Раби  $\omega_1$  [2], или же с искажениями возбуждающих импульсов вблизи фронтов [4]. Объясняя отдельные черты наблюдавшихся сигналов, каждая из этих принципиально различающихся гипотез не охватывает явление в целом и не описывает всей совокупности экспериментальных данных [1, 2].

В настоящей работе теоретически показано, что многокомпонентная структура двухимпульсного эха [1-3] обусловлена нерезонансным возбуждением спиновой системы. Одноимпульсное эхо, вызванное указанной причиной, изучено экспериментально в [5, 6] и численно проанализировано в [7].

Будем исходить из следующего выражения для отклика спиновой системы на воздействие двух прямоугольных импульсов равной длительности  $t_p$  [8]:

$$v(t) = -\frac{\omega_1^3}{\beta^4} \int_{-\infty}^{\infty} d\Delta g(\Delta) \sin^2 \frac{\beta t_p}{2} \times \\ \times \left\{ 2(\Delta + \delta) \sin^2 \frac{\beta t_p}{2} \sin(\Delta + \delta) t' + \beta \sin \beta t_p \cos(\Delta + \delta) t' \right\}, \quad (1)$$

где  $v(t)$  — нормированная поперечная намагниченность;  $\Delta$  — разброс частот спиновых пакетов с функцией распределения  $g(\Delta)$ ;  $\beta = [(\Delta + \delta)^2 + \omega_1^2]^{1/2}$ ;  $\delta$  — отстройка частоты возбуждающих импульсов от центра неоднородно-уширенной линии;  $t' = t - 2\tau - 2t_p$ . Оказывается, что поведение интеграла (1) в интервале времени  $-2t_p < t' < 2t_p$  достаточно хорошо описывается главными членами (пропорциональными  $(\omega_1 t_p)^{-1/2}$ ) его асимптотического разложения при  $\omega_1 t_p \gg 1$ . Действительно, оценка (1) с помощью метода стационарной фазы дает

$$v(t) = I_0 + \sum_{n; s} I_n^{(s)} \quad (n=1, 2; s=+, -), \quad (2)$$

где

$$I_0 = -\frac{3}{4} \omega_1^3 \int_{-\infty}^{\infty} d\Delta g(\Delta - \delta) \Delta \sin(\Delta t') (\omega_1^2 + \Delta^2)^{-2}, \\ I_n^{(s)}(t') = (-1)^n \frac{(2\pi\omega_1)^{1/2}}{8n^4} \frac{2t'/n + nt_p}{t_p^3} (n^2 t_p^2 - t'^2)^{3/4} \times \\ \times g(\omega_1 t^* - s\delta) \sin \left[ \omega_1 (n^2 t_p^2 - t'^2)^{1/2} + \frac{\pi}{4} \right], \quad (3) \\ t^* = t' / (n^2 t_p^2 - t'^2)^{1/2}.$$

Интеграл  $I_0$  для лоренцевой линии легко вычисляется по теории вычетов и описывает обычный сигнал эха в момент времени  $t' = 0$  (центральный

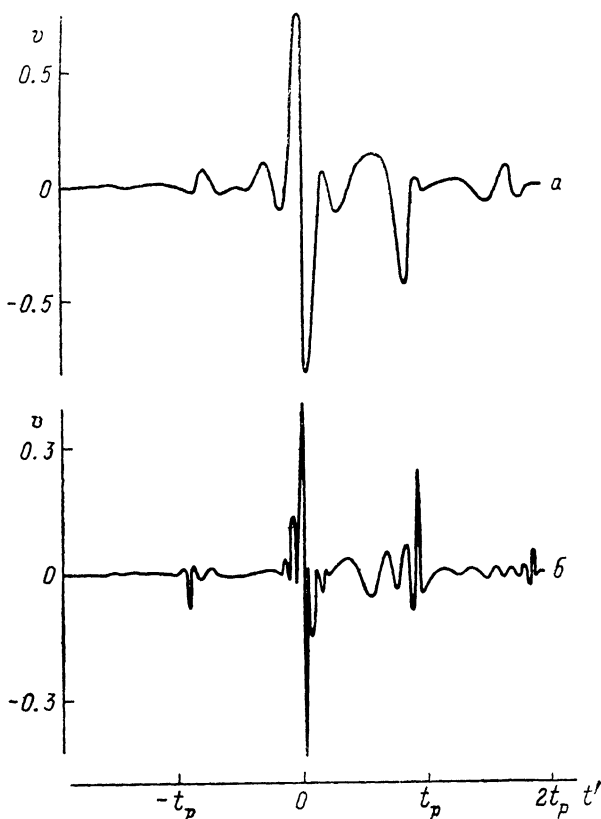
ный пик), а  $I_n^{(s)}$  описывают четыре симметрично расположенных относительно центрального пика сателлитных отклика ( $n$  отсчитывается от центрального пика вправо при  $s=(+)$  и влево при  $s=(-)$ ). Время их появления определяется из условия резонанса мгновенной частоты рабиевских осцилляций

$$\Omega = \left| \frac{d}{dt} [\omega_1 (n^2 t_p^2 - t'^2)^{1/2}] \right| = \omega_1 t' / (n^2 t_p^2 - t'^2)^{1/2}$$

и частоты отстройки  $\delta$ , откуда находим, что  $\Omega = s\delta$  в моменты времени

$$t'_{n(s)} = sn\delta t_p / (\omega_1^2 + \delta^2)^{1/2}. \quad (4)$$

В указанные моменты времени сумма в (2) принимает максимальные значения, пропорциональные  $\omega_1^2$ , в то время как  $I_0 \sim \omega_1^3$ . Из (2) можно полу-



Сигналы эха при нерезонансном возбуждении двумя одинаковыми импульсами.

$$\sigma/\omega_1 = 0.5, \quad \delta/\omega_1, \quad \omega_1 t_p: \quad a - 1.8, 4\pi; \quad b - 3, 10\pi.$$

чить следующее отношение для амплитуд попарно симметричных сателлитов:

$$\frac{I_n^{(+)}(t'_{n(+)})}{I_n^{(-)}(t'_{n(-)})} = \frac{(\omega_1^2 + \delta^2)^{1/2} + 2\delta/n}{|(\omega_1^2 + \delta^2)^{1/2} - 2\delta/n|}. \quad (5)$$

Как видно из (2)–(4), интервал между компонентами пропорционален  $t_p$ , увеличивается с ростом  $\delta/\omega_1$  и в пределе стремится к  $t_p$ . При  $\delta/\omega_1 \ll 1$  многокомпонентная структура вырождается в отклик осцилляционного вида, если  $\omega_1 t_p \geq 2\pi$  [8]. При уменьшении  $\sigma/\omega_1$  сигналы становятся более узкими и интенсивными.

Проведенный теоретический анализ позволяет объяснить всю совокупность наблюдавшихся в [1, 2] фактов: число компонент эхо-отклика и их

амплитуды (см. рисунок и формулу (5)), линейную зависимость времени появления сателлитов и уменьшение их амплитуды при возрастании  $t_p$  (формула (4)), трансформацию мультиплетной структуры при изменении  $t_p$ ,  $\delta$ ,  $\sigma$  и  $\omega_1$ . При этом эффект расщепления эхо-сигнала на компоненты всецело обусловлен нерезонансным воздействием возбуждающих импульсов на спиновую систему.

Наконец, отметим, что формулы (2)—(3) легко обобщаются на случай неравных длительностей импульсов, приводящий к увеличению числа компонент до девяти [3].

#### Список литературы

- [1] Kinnear R. W. N., Campbell S. J., Chaplin D. H. // Phys. Lett. A. 1980. V. 76. N 3—4. P. 311—314.
- [2] Fowler D. K., Creagh D. C., Kinnear R. W. N., Wilson G. V. H. // Phys. St. Sol. A. 1985. V. 92. N 2. P. 545—553.
- [3] Рейнгардт А. Е., Цифринович В. И., Новоселов О. В., Малыцев В. К. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 10. С. 3163—3164.
- [4] Цифринович В. И., Мушаилов Э. С., Бакшеев и др. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 4. С. 1481—1489.
- [5] Чекмарев В. П., Куркин М. И., Голощапов С. И. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. № 5. С. 1675—1684.
- [6] Рутковский И. З., Тарасевич А. Д., Федорук Г. Г. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 4. С. 287—288.
- [7] Чекмарев В. П., Малышев В. Г. // ФТТ. 1988. Т. 30, № 5. С. 1570—1572.
- [8] Kunitomo M., Kaburagi M. // Phys. Rev. A. 1984. V. 29. N 1. P. 207—216.

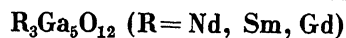
Институт физики твердого тела  
и полупроводников АН БССР  
НИИ прикладных физических проблем  
им. А. Н. Севченко  
Минск

Поступило в Редакцию  
16 июня 1989 г.

УДК 539.33/34

© Физика твердого тела, том 32, № 2, 1990  
Solid State Physics, vol. 32, N 2, 1990

## ЭЛЕКТРОННОЕ СТРОЕНИЕ ГАЛЛИЕВЫХ ГРАНАТОВ



Я. И. Дутчак, И. Д. Щерба, А. С. Шулаков, М. С. Ридош,  
А. П. Степанов, А. Е. Носенко

До настоящего времени галлиевые гранаты изучались в основном методами оптической спектроскопии [1, 2], поэтому многие вопросы структуры валентной зоны этого класса соединений остаются невыясненными. Рентгеновская спектроскопия дает непосредственную информацию о распределении электронных соединений по энергии, а также позволяет оценить вклад каждого компонента в формирование электронной структуры соединений. Эти особенности метода использованы для изучения электронной структуры галлиевых гранатов.

Монокристаллы галлиевых гранатов выращивались методом Чохральского с индукционным нагревом. Исследуемые оксидные соединения относятся к структурному типу граната, характеризующегося пространственной группой  $1a3d-O_h^{10}$  [3].

$K$ -спектры галлия были получены на рентгеновском спектрографе ДРС-2М с использованием трубки БХВ-7. Методика получения  $L$ -спектров галлия аналогична описанной в [4]. Фотоэлектронные спектры (ФЭС) валентной зоны монокристаллов получены на электронном спектрометре, конструкция которого описана в [5]. Условия получения  $4d$ -спектров эмиссии редкоземельного элемента R ( $R = Nd, Sm, Gd$ ) и  $K$ -полос кислорода приведены в [6, 7].